

雷诺数对圆柱尾流中被动标量场的影响*

戈阳祯 米建春†

(北京大学湍流与复杂系统研究国家重点实验室, 北京 100871)

(2012年7月9日收到; 2012年8月18日收到修改稿)

本文通过实验研究雷诺数对加热圆柱尾流中温度场的影响. 实验中雷诺数 $Re(\equiv U_\infty d/\nu$, 其中 U_∞ 为来流速度、 d 为圆柱直径、 ν 为流体黏度) 的取值范围为 1200—8600. 实验中温度是由直径为 $0.63\ \mu\text{m}$ 的冷线探针测量的. 实验结果表明, 一般而言, 雷诺数对整个尾流的标量混合特性有着显著的影响. 随着雷诺数的增加, 平均标量场向外的扩散速度加快、标量脉动强度增加了但衰减也加快. 本文还发现: 尾流中似乎存在两个区域, 一个位于卡门涡街下游靠后, 另一个就是传统的远场自相似区; 在这两个区域, 某些描述标量和动量的相似关系式近似成立.

关键词: 湍流尾流, 被动标量, 卡门涡街, 混合特征

PACS: 47.27.wb, 47.51.+a, 47.32.ck

DOI: 10.7498/aps.62.024704

1 引言

长期以来, 放置在均匀来流垂直方向的圆柱尾流得到了广泛深入的研究, 如文献 [1—8]. 这种钝体尾流流动 (见图 1) 一般可分为三个特征区域 [9,10]: 近场区 ($x/d \leq 4$ 或 5), 中场区域或卡门涡街 (5 或 $6 \leq x/d \leq 50$ 或 60) 和自保持或自相似远场区 (当 x 达到几百倍柱体直径). 然而, 精确量化这些区

域之间的界限却十分困难, 因为这取决于许多参数, 比如, 柱体的几何特征 (形状, 粗糙度和长宽比)、压力梯度和雷诺数. 在这些区域, 流动结构的组织程度和类型都有相当大的差异 [4,7,9,11,12]. 因此, 即使还没有系统的研究成果被报道, 我们也可以判断: 在这些不同的区域, 湍流的混合特性一定是不一样的.

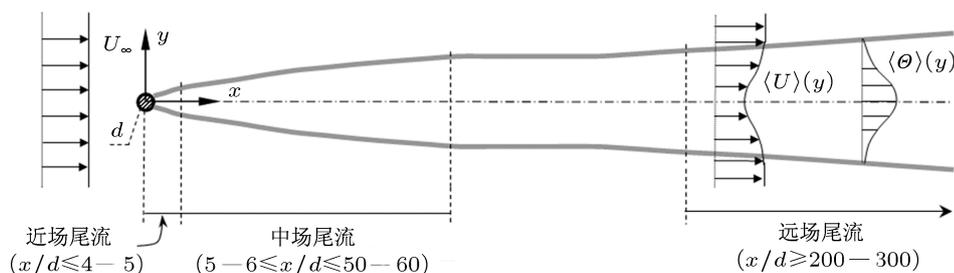


图 1 圆柱尾流及其相关的坐标和符号的示意图

毫无疑问, 尾流的湍流混合特性是受雷诺数影响的. 随着雷诺数的变化, 例如, 圆柱面上边界层流动分离点发生移动; 因此, 如阻力系数和旋涡脱落

的斯特劳哈尔数 (无量纲频率) 这些动力学特征量可能会改变, 特别是当雷诺数足够低时会显得更加明显. 雷诺数在近场区的影响已在文献中有据可查,

* 国家自然科学基金 (批准号: 10921202, 11072005) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: jcmi@coe.pku.edu.cn

包括平均的基础压力, 升力脉动, 卡门涡的形成长度和整体结构, 参见文献 [4, 13—15]. 文献 [16] 研究了远场区 ($x/d = 276$) 对雷诺数的依赖性, 结果发现雷诺数在 $Re \leq 10^4$ 时对雷诺应力, 速度脉动谱, 涡量, 远场区两点的速度-涡量相关性有着显著的影响. 例如, 归一化雷诺应力的大小随着雷诺数增加而增加. 然而, 这种趋势不同于平面射流自保持区观察到的, 标准化雷诺应力的量级随着雷诺数增大而减小 [17]. 此外, 关于雷诺数对尾流中场区 (即湍流卡门涡街) 的影响一直没有被研究过.

圆柱尾流远场区被动标量的混合特性已经获得过比较充分的研究, 参见文献 [6, 18]. 相比之下, 除了被动标量用于可视化尾流的流动结构 (如文献 [19, 20]) 外, 中场和近场区域的被动标量混合特性受到了少得多的关注. 另外, 我们尚未在文献中看到揭示圆柱尾流被动标量场如何随雷诺数变化的任何研究.

在此背景下, 本文将研究尾流中雷诺数对被动温度 (标量) 场沿流向演化的影响, 流动范围包括卡门涡起决定作用的中场区域和不同类型的大涡结构主导的远场区. 研究中使用冷线探头测量加热的圆柱后的尾流温度场, 实验的雷诺数范围是 $Re = 1200—8600$. 本文将报道雷诺数对统计特性量的影响, 这些量包括标量均值和均方根值 (RMS) 等.

2 实验详情描述

本研究涉及的实验工作包括在一加热圆柱体后形成的准二维湍流尾流中 (图 1) 进行瞬时温度测量和后续的统计计算. 为了能使尾流温度能做被动标量来处理, 实验时将圆柱加热温度控制在适当的范围, 使绕流圆柱的流体温度比环境流温度 (约 $23\text{ }^\circ\text{C}$) 高出 $20—30\text{ }^\circ\text{C}$ (对应的格拉晓夫数与雷诺数平方之比为 $5.26 \times 10^{-3} \ll 1$), 使温差引起的浮力对流动的影响可以忽略不计. 圆柱体安放在一个循环低湍流风洞中, 该风洞的工作段长 2.4 m , 横截面的尺寸为 $0.35\text{ m} \times 0.35\text{ m}$, 为了实现流向压力梯度为零, 其底壁略倾斜. 为了得到雷诺数在 $Re = 1200$ 和 $Re = 8600$ 之间不同的值, 直径为 $d = 2.67\text{ mm}$ 和 12.7 mm 的两个圆柱体分别被采用. 圆柱被安装在中间平面并且圆柱长度为风洞工作区的整个宽度, 距离收缩段的出口平面为 0.2 m ; 对应于 2.67 mm 和 12.7 mm 柱体的长宽比和堵塞率

分别为约 0.8% 和 131 及 3.6% 和 27.6 . 为了获得不同的雷诺数, 除了使用两个柱体外, 实验中也选取了多个介于 3.6 m/s 和 10.2 m/s 之间的不同的“自由来流”速度 (U_∞). 本实验风洞产生的“自由来流”的纵向和横向湍流度分别为 0.05% 和 0.08% ; 在这些条件下, 估算的动量厚度如下: 对应 $d = 2.67\text{ mm}$ 为 $\delta_M \approx 1.3\text{ mm}$ ($d/\delta_M \approx 2.05$) 和对应 $d = 12.7\text{ mm}$ 为 $\delta_M \approx 6\text{ mm}$ ($d/\delta_M \approx 2.11$), 并且这些估值与 Re 大小无关.

我们使用冷线探针测量瞬时温度 $\Theta (= \langle \Theta \rangle + \theta)$, 其中 $\langle \Theta \rangle$ 是均值, θ 是脉动值. 冷线用 Wollaston (Pt-10% Rh) 线, 中间冷线段长度约为 0.7 mm 、直径 $0.63\text{ }\mu\text{m}$; 该线的长径比 ($0.7 \times 1000/0.63 \approx 1111$) 足够大 (> 1000), 故使用它时其输出的低频信号衰减会非常小 [21]. 冷线在恒定低电流 ($=0.1\text{ mA}$) 电路中操作; 在这个电流下, 冷线对速度波动的敏感性很小; 冷线的频率响应 (-3 dB 下的频率估计在 5 m/s 时为 4.5 kHz) 也足以避免均方值 $\langle \theta^2 \rangle$ 的高频衰减. 电路输出的信号放大后使用一个 12 位的 A/D 板来数字化; 对所有测试的雷诺数, 输出信号都采用 1.6 kHz 的低通过滤, 然后使用 3.2 kHz 的采样频率; 采用记录的时间为 61 s , 这样可以获得足够大的信号数据, 使后续的对温度脉动信号的统计计算, 特别是高阶矩 (最高到 8 阶) 的计算, 可以获得比较准确结果.

3 实验结果分析和讨论

图 2 显示了归一化的温度平均值和均方根值 (RMS) 的横向分布, 即当 $Re = 1200$ 和 3200 时, $\Theta^* \equiv \langle \Theta \rangle / \Theta_c$ 和 $\theta^* \equiv \langle \theta^2 \rangle^{1/2} / \Theta_c$. 在中场区 $5 \leq x/d \leq 70$ 的横向分布. 在这里, Θ_c 是 $\langle \Theta \rangle$ 在中心线上的值. 很明显, 随着向下游离开圆柱的距离 x 的增加, 平均温度场向外扩散得越多. 这种扩散速度在 $Re = 3200$ 时要比 $Re = 1200$ 时大. 这个差别可以被量化为平均温度半宽度 $y_{1/2}$, 即 $\langle \Theta \rangle = \Theta_c/2$ 处离中心线的距离, 结果如图 3 所示. 随雷诺数增大, 在 $x/d > 70$ 的下游, 平均标量场向外的扩展增加这一事实变得更加明显. 例如, Rehab 等 [22] 的测量表明 (文献 [22] 的图 5), 在 $x/d = 225$ 时, 随着雷诺数从 $Re \approx 1200$ 增加到 $Re \approx 2800$, 标量浓度和温度的半宽度均增加了约 45% . 故, 勿容置疑, 当雷诺数的增加使平均标量场的扩散变得更快.

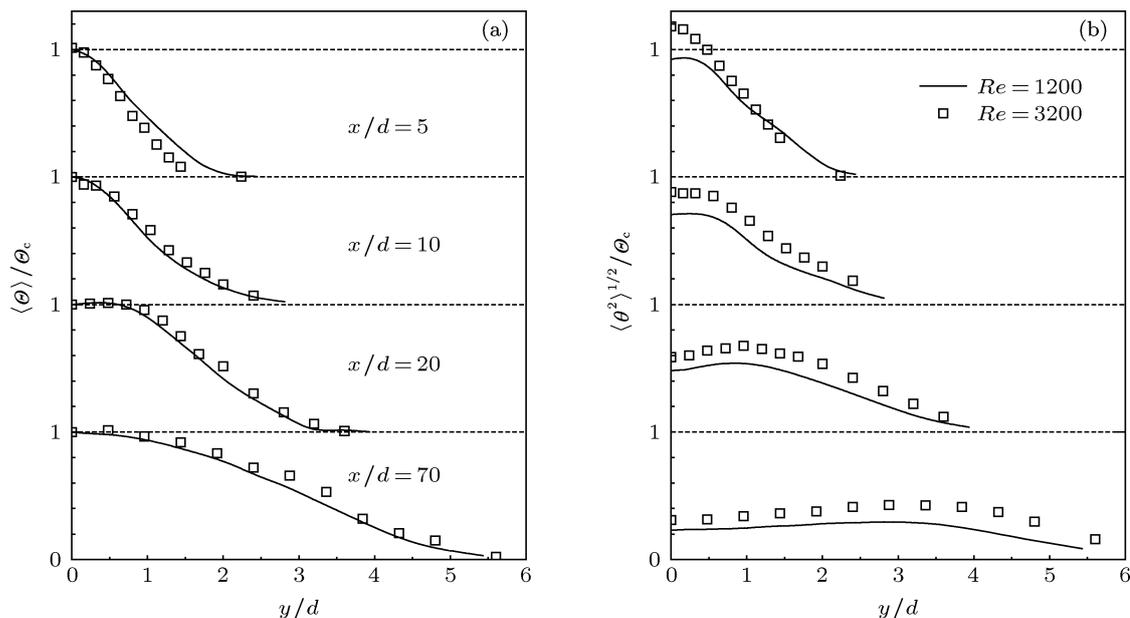


图2 在雷诺数 $Re = 1200$ 和 3200 的条件下归一化平均温度和均方根值的横向分布 (a) 平均温度; (b) 均方根值

人们此时也会进一步预期: 平均速度 (或动量) 场也应该随着雷诺数增加而扩展得更快. 通过在图 3 比较文献 [8] 中在 $Re = 3000$ 时获得的速度半宽度和文献 [23] 中对应 $Re = 13000$ 的结果, 这一预期即可获得证实. 在整个流场的中场区, 显然在 $Re = 3000$ 时速度半宽度 $Y_{1/2}$ 比其在 $Re = 13000$ 时的值明显减小. 此外, 图 3 还表明, 对相同的 Re 和 x/d , 标量半宽度 $y_{1/2}$ 几乎是速度半宽度 $Y_{1/2}$ 的两倍. 这个结果与文献 [24] 报道的平板尾流的测量结果是一致的. 文献 [24] 的研究者发现 $y_{1/2}$ 比 $Y_{1/2}$ 大 1.5 到 2.5 倍, 这表明分子输运显著地提高了整体的标量扩散.

雷诺数的增加也导致了被动标量脉动强度的提高, 这一点从在图 2(b) 中可以看出, 但图 4 显示得更清楚. 图 4 给出的是 $Re = 1200$ 和 3200 时 $\theta_c^* \equiv \langle \theta^2 \rangle^{1/2} / \theta_c$ 沿中心线的变化. 当 $Re = 1200$ 时, $x/d = 5$ 处的强度 $\theta_c^* = 0.92$ 在 $x/d = 70$ 处下降到 $\theta_c^* = 0.23$; 相比之下, 当 $Re = 3200$ 时, θ_c^* 在 $x/d = 5$ 和 70 处分别为 $\theta_c^* \approx 1.2$ 和 0.31 . 图 4 还表明, 当 $Re = 1200$ 时, 在 $x/d = 70-100$ 之间, θ_c^* 趋向于其渐近值; 而当 $Re = 3200$ 时, 其渐近值基本上在 $x/d \approx 50$ 处已近似达到, 而且这个对应高雷诺数的渐近值似乎要大一些. 在中场区更高的 Re 伴随着更高的 θ_c^* , 这一现象会持续到远场区. 文献 [16] 的结果与这一推论是一致的; 该结果表明, 在远场区 ($x/d = 276$), 归一化的速度均方根值随着雷诺数的

增加而增长, 直到 $Re \approx 10^4$ (见文献 [16] 的图 4).

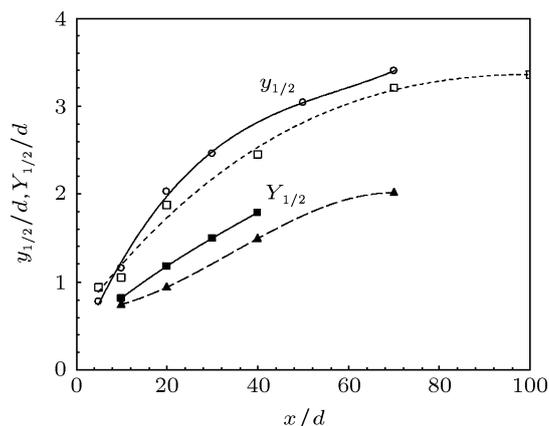


图3 平均标量场和速度场归一化半宽度 $y_{1/2}/d$ 和 $Y_{1/2}/d$ 随下游距离 (x/d) 的变化 (本文的实验: \square , $Re = 1200$; \circ , 3200 . 文献的结果: \blacksquare , $13000^{[23]}$; \blacktriangle , $3000^{[8]}$)

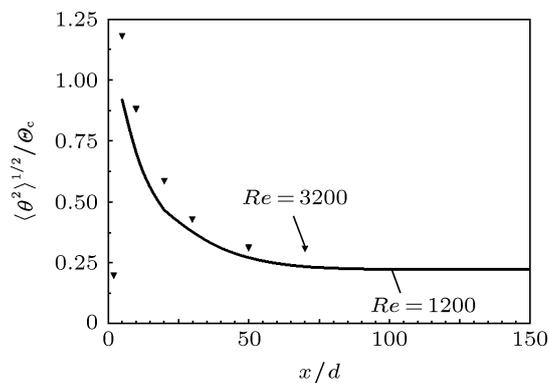


图4 尾流中归一化温度均方根值沿中心线的变化

图 5 和图 6 分别显示了归一化的 $\Theta^* \equiv \langle \Theta \rangle / \Theta_c$ 和 $\theta^* \equiv \langle \theta^2 \rangle^{1/2} / \theta_c$ 作为 $y^* \equiv y/y_{1/2}$ 的函数. 这里测量的空间范围: 在 $Re = 1200$ 的尾流, 是从 $x/d = 5$ 到 $x/d = 300$; 在 $Re = 3200$ 的尾流, 是从 $x/d = 5$ 到 70. 有趣的是, 如图 5(a) 和图 6(a) 显示的那样, 对应于两个雷诺数的 $\Theta^* = f(y^*)$ 的曲线在 $x/d = 5$ 处都非常接近高斯分布 $\Theta^* = \exp(-y^{*2} \ln 2)$; 随着 x 的增加, 曲线逐渐在 $y^* > 1$ 的范围偏离高斯分布. 当 $x/d \geq 30-40$ 时, 两个雷诺数下的自相似剖面曲线

$f(y^*)$ 似乎已经建立并且是相同的. 这就是说, 平均标量场的自相似在 $x/d \geq 40$ 处已经建立起来了, 且与 Re 无关 (参见图 7(a)). 然而, 如在图 5(b) 及图 6(b) 展示的, 这并不适用于标量的脉动场. 对于两个雷诺数, θ^* 曲线从 $x/d = 5$ 处变化到 $x/d = 40$ 处迅速下降. 当 $Re = 1200$ 和 3200 时, 在 $x/d = 70$ 和 50 处 θ^* 的曲线看起来才好像变得独立于 x . 显然, 归一化 θ^* 的值强烈依赖于 Re , 而 Θ^* 的曲线则不然. 图 7(b) 清楚地表明, 甚至在 θ^* 的曲线的自相似

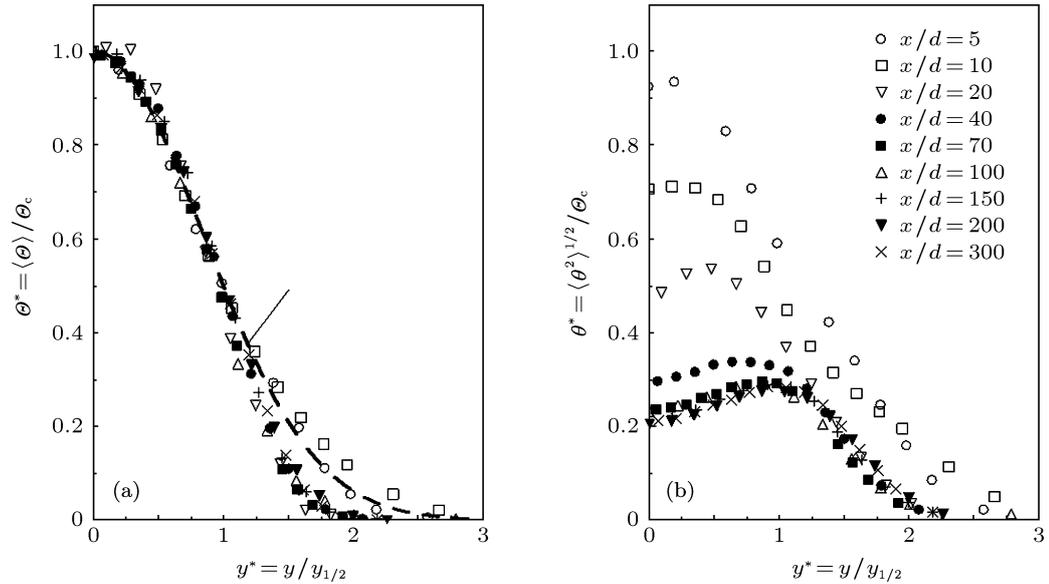


图 5 在雷诺数 $Re = 1200$ 下归一化 (a) 平均温度和 (b) 均方根值的横向分布

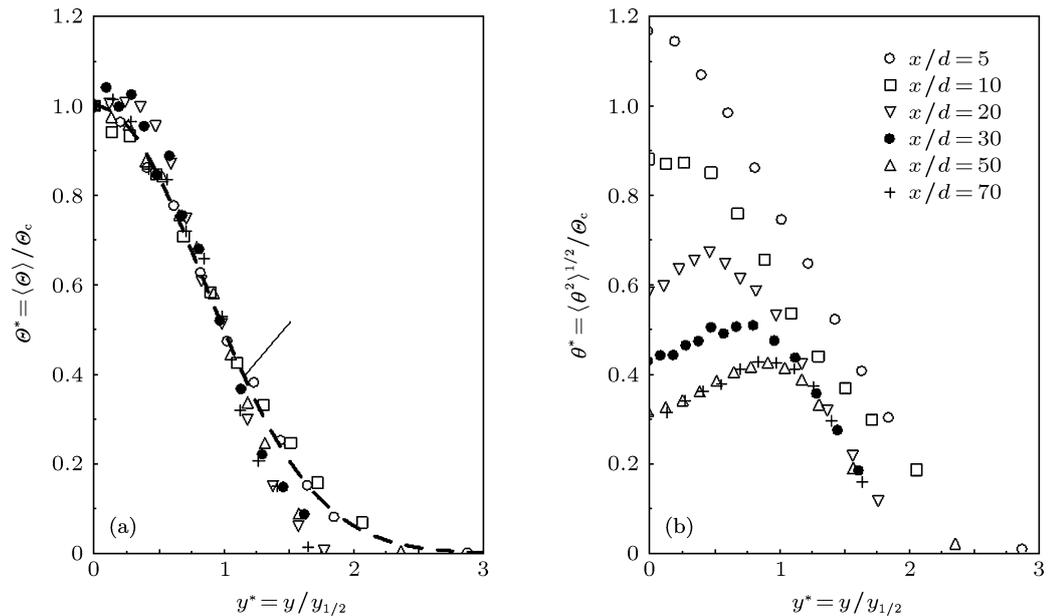


图 6 在雷诺数 $Re = 3200$ 下归一化 (a) 平均温度和 (b) 均方根值的横向分布

性看似已经发展出来的区域, θ^* 依然表现出对 Re 的显著依赖性. 该图还表明, 当雷诺数为 $Re = 1200$ 时, θ^* 曲线的重合 (自相似), 既发生在尾流中场

区的下游 ($x/d \approx 70-100$), 也发生在下游的远场区 $x/d \geq 200$. 然而, 这是否意味着有两个区在尾流中都属于自相似区还需要进一步研究.

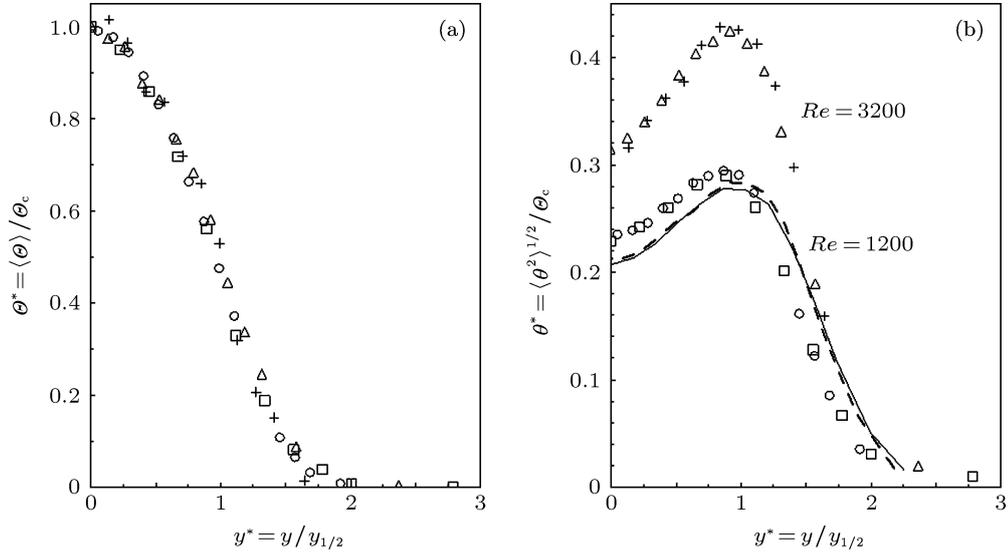


图 7 在雷诺数 $Re = 1200$ 和 3200 下 (a) 归一化温度平均和 (b) 均方根值分布的比较 (图上符号说明: $Re = 1200$ 时, $\circ x/d = 70$, $\square x/d = 100$, $- x/d = 200$, $- - - x/d = 300$; $Re = 3200$ 时, $\Delta x/d = 50$, $+ x/d = 70$)

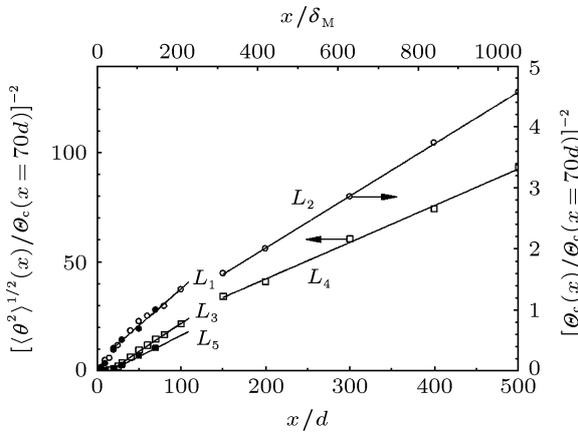


图 8 沿中心线的比值 $[\Theta_c(x)/\Theta_c(x = 70d)]^{-2}$ 和 $[(\theta^2)^{1/2}(x)/\Theta_c(x = 70d)]^{-2}$ 变化 (图上符号说明: 实心 ($Re = 1200$), 空心 ($Re = 3200$); 圆点 — 平均值, 方点 — 均方根值; $L_1 = 12.1 \times 10^3(x/d + 12)$, $L_2 = 8.52 \times 10^3(x/d + 36.4)$, $L_3 = 0.26(x/d - 15)$, $L_4 = 0.17(x/d + 51)$, $L_5 = 0.19(x/d - 14.6)$)

在二维的尾流中, 中心线上的平均速度和尾流速度半宽度对应的相似关系式已经广为人知, 它们就是如下两个方程 [25]:

$$U_c^{-2} = A(x - x_o), \quad (1)$$

$$Y_{1/2}^2 = B(x - x_o), \quad (2)$$

其中 A 和 B 是由实验确定的常数, x_o 是虚拟的原点位置. 这些关系式的有效性已为许多实验所证实

(如文献 [5]). 同样地, 下面的关系对自相似的标量场的也是一样有效:

$$\Theta_c^{-2} = C_1 \frac{x - x_o}{d}, \quad (3)$$

$$\langle \theta_c^2 \rangle^{-1} = C_2 \frac{x - x_o}{d} \quad (\because \langle \theta_c^2 \rangle / \Theta_c^2 = \text{常数}), \quad (4)$$

和

$$\left(\frac{y_{1/2}}{d}\right)^2 = C_3 \frac{x - x_o}{d}. \quad (5)$$

在这里, C_1 , C_2 和 C_3 是实验常数, 其大小可能取决于柱面边界和自由流的条件. 图 8 显示了 $Re = 1200$ 和 3200 时中心线上的 $[\Theta_c(x)/\Theta_R]^{-2}$ 和 $[(\theta^2)^{1/2}(x)/\Theta_R]^{-2}$ 的变化. 请注意, 这里的参考平均温度取自 $x/d = 70$, 即 $\Theta_R = \Theta_c(x = 70d)$. 不难看出, 对应 $Re = 1200$ 有两个区域使 Θ_c^{-2} 和 $\langle \theta_c^2 \rangle^{-1}$ 均随 x 呈近似线性变化; 第一个区域是在 $x/d \geq 20$ 的中场区, 第二个是在远场区 $x/d \geq 150$. 也就是说, 上述关系式 (3) 和 (4) 看起来在 $20 \leq x/d \leq 100$ 或 $x/d \geq 150$ 时都是近似有效的. 这个有效性不仅仅只是获得了本文数据的支持, 也获得了文献 [26] 中图 1 数据的支持, 但 Screenivasan [26], 没有在原始论文中对此给出任何相关评论. 此外, 关系 (5) 看起来从中场区一开始就变得近似成立, 而且在远场区依然如此, 只是斜率较小 (如图 9), 这一点也有些令人

惊讶的.

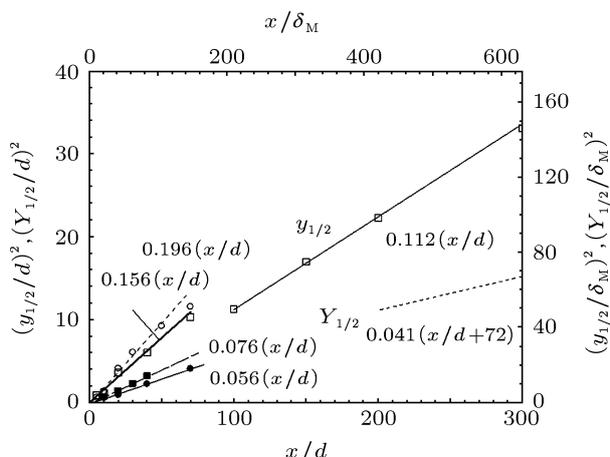


图 9 尾流中平均标量场和速度场半宽度 $(y_{1/2}, Y_{1/2})$ 沿流向的变化 (本实验结果: $\square Re = 1200$, $\circ 3200$; 文献结果: $\blacksquare 13000^{[23]}$, $\bullet 3000^{[8]}$, $\dots 4600^{[5]}$)

同样, 如图 9 所示, 速度半宽度的关系 (2) 在整个中场区 (被文献 [8, 23] 的数据证实) 和远场区 (见文献 [5] 中的数据) 是成立的. 请注意上图中每组数据的最佳拟合的线性关系在图中被展示出来. 此外, 图 8 和图 9 似乎还表明, (1)—(5) 式在从中场区 (主要卡门涡占优势的区域) 过渡到远场的自相似区 (次级拟序结构得以充分发展的区域) 的过渡区并不成立.

不过, 应当指出, 关系式 (3)—(5) 在中场区的有效性并不一定意味着湍流标量场在同一尾流区域已经建立了自相似性. 事实上, 在雷诺数不同的两个尾流中, 中心线上的值 $\langle \theta^2 \rangle^{1/2} / \Theta_c$ 在 $x/d = 30$ 处还仍在变化中, 即尚未满足自相似的必要条件: $\langle \theta^2 \rangle^{1/2} / \Theta_c = \text{常数}$ (参见图 5 和图 6). 正如前面图 4 所示, 这个条件当 $Re = 1200$ 时只在 $x/d \geq 70$ 才近似成立, 而当 $Re = 3200$ 时只在 $x/d \geq 50$ 才成立. 在同一流场位置, $\langle \theta^2 \rangle^{1/2} / \Theta_c$ 的横向分布也几乎进入自相似状态 (图 8). 此外, 根据图 7, 对两个不同的雷诺数, $\Theta_c(x) / \Theta_R$ 的横向分布完全相同; 而 $\langle \theta^2 \rangle^{1/2}(x) / \Theta_R$ 在雷诺数为 1200 时衰减更为迅速, 这一点和在图 4 中的观察类似.

似乎存在两个区域使关系 (1)—(5) 都适用或者至少近似成立. 第一个区在中场, 那里卡门涡主导着整个流动, 起初涡强度高, 然后衰变并最终破裂消失. 第二个区域在远场, 那里不同于卡门涡的次级拟序结构 (从两区之间的过渡区发展起来的)

对大尺度混合起重要的作用 [5]. 显然, 如图 8 和图 9 所示, 斜率 C_1, C_2 和 C_3 在第一个区域要更大一些. 例如, 当 $Re = 1200$ 时, 在第一区域, $C_1 = 0.012$, $C_2 = 0.26$ 和 $C_3 = 0.156$; 而在第二区域, $C_1 = 0.0085$, $C_2 = 0.17$ 和 $C_3 = 0.112$. 换言之, 在中场区温度的均值和方差都衰减较快, 而平均值以更高的速度向外扩展. 这是很好理解的, 因为大尺度拟序结构的组织类型和有序程度在这两个区域都有很大的不同. 这些拟序结构显然在中场比在远场更有序和具有更高的二维性 [4,7,9,11,12], 因此它们彼此之间及其与自由流之间的相互作用在中场肯定比在远场更强, 结果导致更强的大尺度混合 (以至于大的斜率 C_1, C_2 和 C_3).

图 8 和图 9 还给出了横坐标 x/δ_M , 因此图中的结果也方便用于与其他非圆柱体尾流的测量结果进行比较. 不过需要注意, 本文的动量厚度 δ_M 不随雷诺数而变化 (如果使用同一柱体) 并且在所有的试验中 $d/\delta_M \approx 2.1$. 因此, 上述从观察图 8 和图 9 获得的结果在使用 δ_M 而不是 d 作为归一化长度尺度的情况下仍然有效.

4 结论

本文对加热圆柱尾流中温度 (标量) 场受雷诺数的影响进行了实验研究. 通过测量雷诺数为 1200 至 8600 的几个尾流的温度场, 并分析和对比了不同雷诺数下的统计数据, 结果发现: 整体而言, 尾流的湍流混合特性包括被动温度的统计行为均明显依赖于雷诺数. 更具体的结果则可以总结如下:

1. 随着雷诺数的提高, 平均温度 (标量) 的扩散速度增加、脉动温度的强度提高了但沿下游方向的衰减也加快了; 同时, 平均速度 (或动量) 场亦向外扩展得更快了.

2. 不管雷诺数多大, 湍流尾流标量半宽度比速度半宽度大得多 (在本文研究的尾流中近似两倍). 这表明整体的标量扩散比动量扩散快得多.

3. 尾流中似乎存在两个使自相似关系式 (1)—(5) 都近似成立的区域 (图 8 和图 9): 第一个区位于卡门涡街下游靠后, 而第二个区就是传统的远场自相似区. 虽然关于远场区的信息已经建立的比较完善了, 但对于在第一个区上述相似关系式也成立还是首次注意到.

- [1] Townsend A 1949 *Australian J. Sci. Res.* **2A** 451
 [2] Roshko A 1961 *J. Fluid Mech.* **10** 345
 [3] Fabris G 1979 *Part 1. J. Fluid Mech.* **94** 673
 [4] Cantwell B, Coles D 1983 *J. Fluid Mech.* **136** 321
 [5] Wagnanski I, Champagne F, Marasli B 1986 *J. Fluid Mech.* **168** 31
 [6] Antonia R A, Browne L W B 1986 *J. Fluid Mech.* **163** 393
 [7] Cimbala J M, Nagib H M, Roshko A 1988 *J. Fluid Mech.* **190** 265
 [8] Mi J, Antonia R A 1996 *Expts. Fluids* **20** 383
 [9] Kiya M, Matsumura M 1985 *Bull. JSME* **28** 2617
 [10] Tritton D J 1988 *Physical Fluid Dynamics* 2nd edition (Oxford University Press)
 [11] Antonia R A, Browne L W B, Bisset D K, Fulachier L 1987 *J. Fluid Mech.* **184** 423
 [12] Townsend A A 1979 *The Structure of Turbulent Shear Flow.* (Cambridge University Press)
 [13] Gerrard J H 1965 *J. Fluid Mech.* **22** 187
 [14] Lin J C, Towfighi J, Rockwell D 1995 *J. Fluids & Struct.* **9** 409
 [15] Roshko A, Fiszdon W 1969 *Problems of Hydrodynamics and Continuum Mechanics* 606-616. S.I.A.M.
 [16] Zhou Y, Antonia R A, Tsang W K 1998 *Expts. Fluids* **25** 118
 [17] Namer I, Ötügen M V 1988 *Expts. Fluids* **6** 387
 [18] Freymuth P, Uberoi M S 1971 *Phys. Fluids* **14** 2574
 [19] Mi J, Antonia R A 1995 *Turbulent Shear Flows 9* (eds. F. Durst, B.E. Launder, F. W. Schmidt and J. H. Whitelaw), Berlin, Springer, pp.165-185
 [20] Williamson C H K 1996 *Ann. Rev Fluid Mech.* **28** 477
 [21] Paranthoen P, Petit C, Lecordier J C 1982 *J. Fluid Mech.* **124** 457
 [22] Rehab H, Antonia R A, Djenidi L 2001 *Expts. Fluids* **31** 186
 [23] Hayakawa M, Hussain A K M F 1989 *J. Fluid Mech.* **206** 375
 [24] Balachandar R, Chu V H, Zhang J 1997 *J. Fluid Eng.* **119** 263
 [25] Tennekes H, Lumley J L 1972 *A First Course in Turbulence* (The MIT Press)
 [26] Sreenivasan K R 1981 *Phys. Fluids* **24** 1232

Reynolds number effect on passive-scalar characteristics of a circular cylinder wake*

Ge Yang-Zhen Mi Jian-Chun[†]

(State Key Laboratory of Turbulence & Complex Systems, Peking University, Beijing 100871, China)

(Received 9 July 2012; revised manuscript received 18 August 2012)

Abstract

The effect of Reynolds number on a passive scalar field is investigated in the turbulent wake of a circular cylinder. The cylinder-diameter-based Reynolds number varies between 1200 and 8600. The temperature difference above the ambient temperature acts as a passive scalar quantity. In general, the Reynolds number is found to have significant influence on the scalar mixing characteristics in the wake flow. When Reynolds number increases, the mean scalar spreads out more rapidly and the scalar variance decays with downstream distance at a higher rate. It is also revealed that it is likely to have two regions where some relations for self-similarity are approximately valid, one is located in the late Karman vortex street and the other is the traditional self-preserving far-wake.

Keywords: turbulent wake, passive scalar, Karman-vortex street, mixing characteristics

PACS: 47.27.wb, 47.51.+a, 47.32.ck

DOI: 10.7498/aps.62.024704

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10921202, 11072005).

[†] Corresponding author. E-mail: jcmi@coe.pku.edu.cn.